

固液二相流型 MPS 法による波・底泥相互干渉の数値解析

後藤 仁志*・林

稔**・酒井 哲郎***

1. 緒 言

河口部・湾奥に多く見られる高含水比の軟質底泥の堆積域に海岸構造物を建設する際には、環境影響の評価の面で波浪による底泥輸送を適正に見積もる必要がある。さらに、軟質底泥（あるいは人工的に液状化させた砂地盤）と水層の界面に誘起される内部波と水面波との相互干渉を利用して、水面波を消滅しようとする積極的な試みも存在する（例えば、高橋ら, 1994）。

このように、水面波と水層・底泥層境界波の相互干渉を記述できるモデルへの要請は大きいことから、多くの研究が行われ、水層・底泥層から成る二層流（two-layer flow）モデルあるいはその拡張型である多層流（multi-layer flow）モデルによる解析が続けられてきた（例えば、Dalrymple and Liu, 1978；Yamamoto et al., 1983；五明ら, 1985；鶴谷ら, 1986）。二層流および多層流モデルは各層間の正弦波状界面の存在を前提とするので、層間の混合現象を陽に表現することはできず、適用対象は比較的静穏な非砕波状態に限定される。しかし、現実には砕波とそれに付随する流れの存在が水と底泥の直接的で活発な混合を誘起し、水層・底泥層の界面は正弦波状の形状から大きく偏倚した入り組んだ形状を呈することも少なくない。このような状態に対しては、多層流（multi-layer flow）モデルでは対応できず、混相流（multi-phase flow）モデルが必要となる。すなわち、従来の水層・底泥層二層流（two-layer flow）モデルから水相・底泥相二相流（two-phase flow）モデルへの転換が求められる。

本研究では、単純なアルゴリズムで相界面を高精度に解像できる計算法である粒子法（MPS 法；Koshizuka ら, 1995）を基礎とした固液二相流モデル（後藤・Fredsoe, 1999）によって、底泥層上を伝播する波動と底泥層の相互作用の数値シミュレーションを実施する。単相流を対象とした MPS 法の海岸工学上の問題への適用は、一様斜面上の砕波・遡上過程のシミュレーション（Koshizuka ら, 1998；後藤ら, 1998）を端緒として始ま

り、直立堤前面の砕波・越波過程のシミュレーション（後藤ら, 1999）、構造物連成モデルによる防波堤作用波力の解析（近澤ら, 2000）へと発展しつつある。また、固液二相流モデルへの拡張は、後藤・Fredsoe（1999）によって直投土砂の拡散過程を対象に開始され、その後、地滑り誘発型津波の発生過程の解析（後藤ら, 2000）に応用されている。何れの適用例でも、比較的少ない計算点で固相・液相界面を良好に解像可能で、水塊と土砂の混合現象の追跡に対する有効性が示された。本研究では、このような固液二相流型 MPS 法の有効性に鑑み、水面波と水層・底泥層境界波の相互干渉の数値解析への適用を試みる。

2. 固液二相流型 MPS 法

(1) 支配方程式

二流体モデルの基礎式は、液相・固相のそれぞれに対する連続式と運動方程式（Navier-Stokes 式）であり、

$$\frac{\partial \rho_l}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_l \mathbf{u}_l) = 0 \quad ; \quad \frac{\partial \rho_s}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_s \mathbf{u}_s) = 0 \cdots (1)$$

$$\rho_l \frac{D\mathbf{u}_l}{Dt} = -\nabla p_l + \mu_l \nabla^2 \mathbf{u}_l + \mathbf{f}_{ls} + \rho_l \mathbf{g} \cdots \cdots (2)$$

$$\rho_s \frac{D\mathbf{u}_s}{Dt} = -\nabla p_s + \mu_s \nabla^2 \mathbf{u}_s - \mathbf{f}_{ls} + \rho_s \mathbf{g} \cdots \cdots (3)$$

と書ける。ここに、 $\mathbf{u}_m$ ：流速ベクトル、 p_m ：圧力、 ρ_m ：各相の密度、 $\mathbf{f}_{ls}$ ：固相・液相間相互作用力ベクトル、 $\mathbf{g}$ ：重力加速度ベクトル、 μ_m ：粘性係数であり、添字 $m=l, s$ は液相および固相を表している。

一般に、底泥は非 Newton 流体であり、底泥の流動特性を正確に表現するには、構成則に関する検討が重要ではあるが、ここでも従来の多くの研究と同様に Newton 流体として底泥（固相）を取り扱う。本研究の特徴は、固液二相流モデルを導入していることであり、水層・底泥層二層流モデルに基づく従来の多くの研究で想定されていた場合、水面と水層・底泥層界面の何れもが正弦波形状を有し、規則的正弦波形状が周期的に繰り返す無限大領域であるのに対して、本モデルで取り扱う場合は、有限長の砂層上での波浪伝播過程であり、水面および水層・底泥層界面の何れでも砕波等による多価性が許

* 正 会 員 工 博 京都大学助教授 工学研究科土木工学専攻

** 正 会 員 工 修 和歌山県 西牟婁振興局建設部

*** フェロー 工 博 京都大学教授 工学研究科土木工学専攻

容される。従来のモデルの解析対象が、十分に大きい底泥層で比較的静穏な波浪条件（非砕破）で生じる周期的な平衡状態における底泥・水面波相互作用であったのに対して、本モデルでは、固定床から底泥層（移動床）への急激な境界条件の変化を受けて生じる非平衡状態が対象であり、波浪条件も砕破の発生領域まで包括的に取り扱える。以上のようなモデルの利点に鑑み、単相流モデルからの拡張の容易さの観点から Newton 流体として固液両相をモデル化している。

(2) 離散化

基礎式の離散化は、Koshizuka ら (1995) の MPS 法に基づいて行う。固液二相流型 MPS 法については、後藤・Fredsoe (1999) に詳細に述べられているので、ここでは概略のみ示すこととする。MPS 法では、固液各相の占める空間に分散して配置された多数の計算点（粒子と呼ぶ）で各相の物理量を定義し、個々の粒子の周囲に設定した影響域内での粒子間相互作用として基礎式の各項を記述する。計算点としては、均一で質量が変化しない粒子を用い、粒子数を一定に保つと質量保存（連続式）が厳密に満足される。さらに、粒子数密度（単位体積あたりの粒子数）を一定値 n_0 に保つと、非圧縮条件が満足される。

運動方程式については、移流項、圧力項、粘性項、重力項、および二相間の相互作用項の各々について、粒子周囲の影響域内の他の粒子との相互作用を通じて離散化が行われる。

流速の更新は 2 段階プロセスから成り、第 1 段階は、粘性項と重力項を与えて粒子の速度（流速）を更新する陽的なプロセスである。この移流計算の後の粒子数密度は一定値 n_0 に一致しないので、第 1 段階で更新された仮の場合では、質量保存が満足されていない。そこで、第 2 段階では、第 1 段階で除外した圧力項および固液相互作用項による個々の粒子の速度変化の結果として生じる数密度の再修正量が質量保存の関係を満足するように、圧力場の陰的解法が行われる。この際に、固相・液相の圧力を統一すると、固相・液相間の相互作用項が消去できて、単相における Poisson 方程式と同型の圧力の支配方程式を解けば、固相・液相の各粒子の速度修正量が得られる。

(3) 圧力項および粘性項のモデル化

圧力項および粘性項は、

$$-\frac{1}{\rho_m} \langle \nabla p \rangle_i = -\frac{1}{\rho_m} \frac{D_0}{n_0} \sum_{j \neq i} \left\{ \frac{p_j - p_i}{|r_{ij}|^2} (r_{ij}) \cdot w(|r_{ij}|) \right\} \quad (4)$$

$$r_{ij} = r_j - r_i \quad (5)$$

$$\nu_m \langle \nabla^2 u \rangle_i = \frac{2\nu_m D_0}{n_0 \lambda} \sum_{j \neq i} (u_i - u_j) w(|r_{ij}|) \quad (6)$$

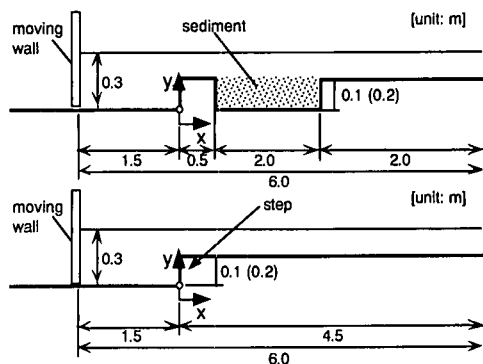


図-1 計算領域

$$\lambda = \frac{\sum_{j \neq i} w(|r_{ij}|) |r_{ij}|^2}{\sum_{j \neq i} w(|r_{ij}|)} \quad (7)$$

と記述される (Koshizuka ら, 1996). D_0 : 次元数であり、重み関数 $w(r)$ は、

$$w(r) = \begin{cases} \frac{r_e}{r} - 1 & \text{for } r \leq r_e \\ 0 & \text{for } r > r_e \end{cases} \quad (8)$$

と表現される。なお、粒子数密度は、重み関数を用いて、

$$\langle n \rangle_i = \sum_{j \neq i} w(|r_{ij}|) \quad (9)$$

と定義される。

動粘性係数の評価に関しては、後藤・Fredsoe (1999) と同様に、Choi and Chung (1983), Owen (1969) の研究を参考に次式でモデル化した。

$$\nu_m \nabla^2 u_m = \nu_{\min} (\nabla^2 u_l + \nabla^2 u_s) \quad (m = l, s) \quad (10)$$

$$\nu_{\min} = \frac{\nu}{\sqrt{1 + \frac{\rho_s}{\rho_l} c}} \quad (11)$$

なお、固相の濃度 c に関しては、粘性項の影響域内の粒子に関して

$$c = \frac{\sum_{j \neq i} \delta_{sj} w(|r_{ij}|)}{\sum_{j \neq i} \delta_{sj} w(|r_{ij}|) + \sum_{j \neq i} (1 - \delta_{sj}) w(|r_{ij}|)} \quad (12)$$

$$\delta_{sj} = \begin{cases} 0 & \text{for liquid particle} \\ 1 & \text{for solid particle} \end{cases} \quad (13)$$

によって計算した。

(4) 計算領域および境界条件

計算領域を図-1 に示す。全長 6.0 m、水深 0.3 m の水槽の途中に高さ 0.1 m のステップを設けて水深を急変させた。ステップ上面に設けた長さ 2.0 m、深さ 0.1 m のピットを土砂（比重 2.65）で満たした場合（図-1 上段）とステップ上面は平坦固定壁とした場合（図-1 下段）の 2 種の設定について同一波浪条件で計算を実行し、移動床部（土砂ピット）を通過した後の波高を $x=3.0$ m 地点

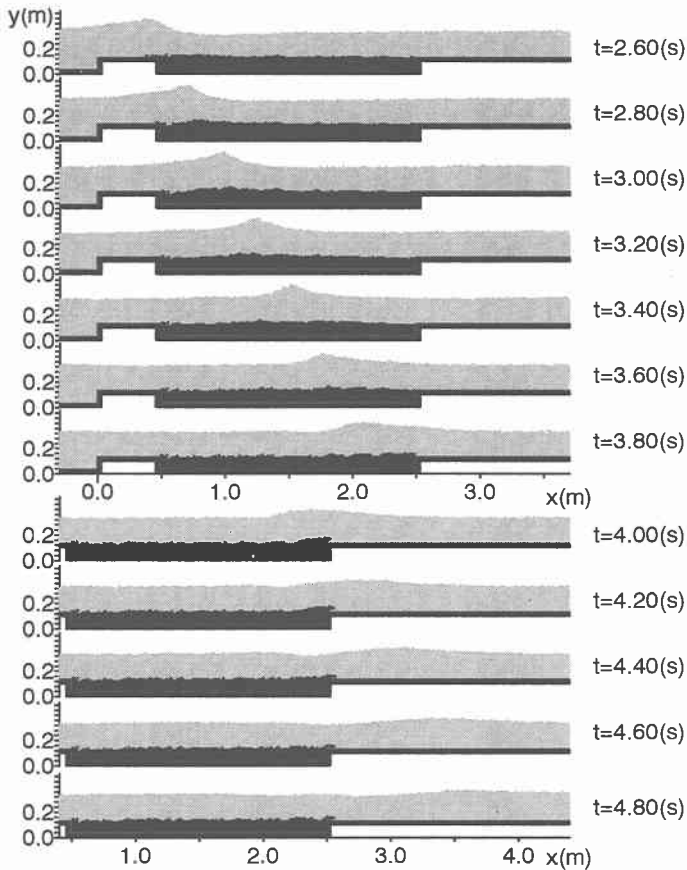


図-2 底泥層（移動床）上の波浪伝播過程（非砕波）

で定点観測して比較した。水槽の沖側境界は、移動壁（造波板）となっており、周期 $T=2.0$ s, 沖波波高 $H_0=0.08, 0.14, 0.19, 0.21$ m の 4 種の波浪条件について計算した。液相・固相とも粒子径は $d=1.0$ cm であり、粒子数は、総数約 18,600 個、液相で約 13,500 個、固相で約 2,000 個である。固定壁は数列の粒子で構成され、流体粒子と接する壁面粒子に関しては圧力を変数として与えて流体粒子とともに圧力の更新計算が施され、粒子数密度の計算も行われる。壁粒子群の厚みは、重み関数の閾値 r_e より大きく設定し、流体粒子と接することのない壁粒子では圧力の計算を行わない。

壁面の流速に関しては近似的 non slip 条件として、固定壁粒子の速度をゼロとした。さらに、自由水面を

$$n^* < \beta \cdot n_0 \quad \dots\dots\dots (14)$$

により判定し、圧力の境界条件 ($p=0$) を与えた。モデル定数（相互作用を規定する影響域の半径と水面判定のための定数）については、Koshizuka and Oka (1996) による標準的推奨値: $r_e=2.1d$ for gradient, $r_e=3.1d$

for Laplacian, $\beta=0.97$ を用いた。

3. 移動床上の波浪伝播過程

図-2 に周期 $T=2.0$ s, 沖波波高 $H_0=0.19$ m の場合の底泥層上の波浪伝播過程のスナップショットを示す。時刻 $t=2.60$ s には、主波峰の接近に伴って生じる底泥層端部表面での冲向き流れによって僅かながら底泥の冲向き流出が誘発される。続いて、主波峰が底泥層上に入ると、底泥層端部に顕著な凹部が生じて、内部波（水層・底泥層界面波）が発生するが（時刻 $t=2.80-3.00$ s）、その後の時刻においては、内部波のピークは不明瞭で、小規模な凹凸が水層・底泥層界面に形成される程度である。この小規模凹凸の形状は時々刻々変化し、水層・底泥層界面が運動していることを示唆している。主波峰が底泥層の終端部に到達すると水面波に誘起された底泥層表面の運動が側壁（ピット側面）に拘束され、底泥の一部がピットの外部に押し出されている（時刻 $t=4.00-4.80$ s）。このような底泥層の挙動から、水層・底泥層界面波は、概ね水面波と同期して伝播するものと考えられる。図-3

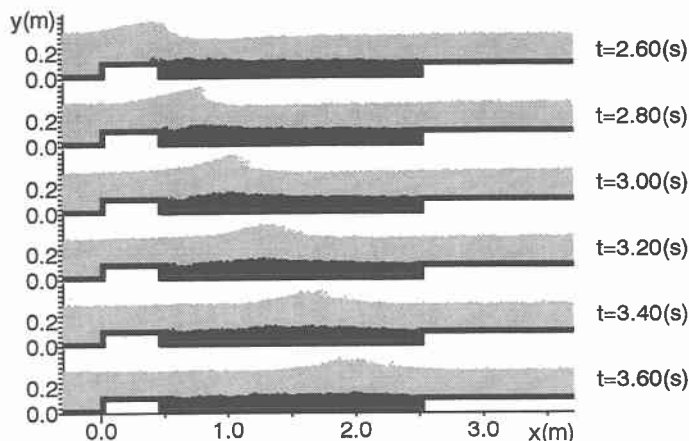


図-3 底泥層（移動床）上の波浪伝播過程（碎波）

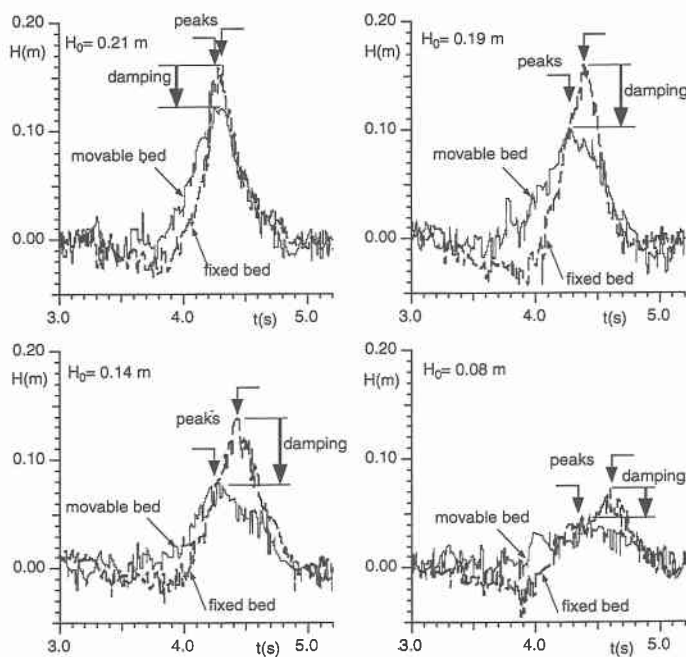


図-4 水位変動記録（底泥層の波高減衰作用）

は、底泥層端部付近で碎波が生じる沖波波高 $H_0=0.21$ m の場合の波浪伝播過程を示している。ある程度の水深が確保されている場合には、碎波の影響が直接的に底泥層表面には及ばず、底泥層の挙動は非碎波の場合と顕著な相違を示さない。

次に、 $x=3.0$ m 地点での Euler 観測による水位変動記録を図-4 に示す。碎波 ($H_0=0.21$ m)・非碎波 ($H_0=0.08-0.19$ m) 何れの条件でも、底泥層の存在によるピークの減衰が明瞭に見られる。図-5 は、波高減衰率 H_{mb}/H_{fb} を沖波波高 H_0 に対して整理したものである（添

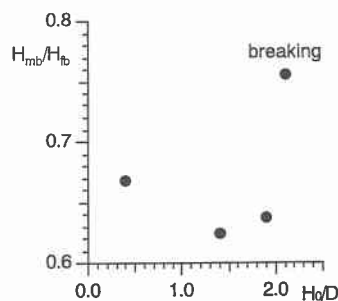


図-5 波高減衰率

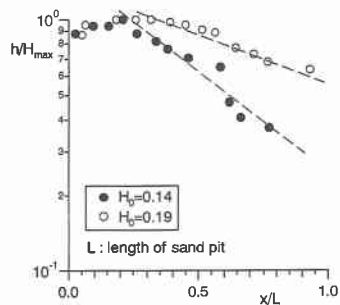


図-6 波高減衰過程

字 mb , fb は底泥移動床、固定床を、 D はサンドピットの深さを表す）。非碎波の場合には、大略的には、沖波波高が大きくなるほど底泥層の存在による波高減衰効果が顕在化するが、碎波を伴う場合には、底泥層が存在しない固定床の場合にも碎波自体によりエネルギー消散が生じるので、底泥の存在による効果が相対的に不明瞭になる。図-4 でさらに注目すべき点は、底泥層が存在する場合に顕著な位相の進みが見られることである。これは、柔な境界としての底泥層の存在が、見かけ上の水深を増加させるため、波速が増加することによるものと考えられ

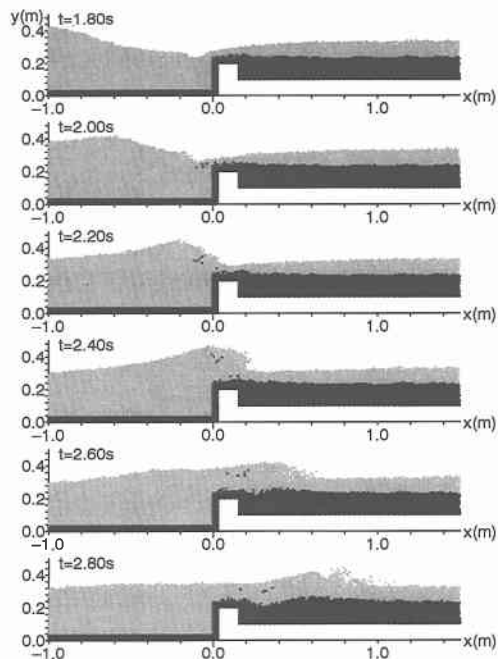


図-7 砕波に攪乱される底泥層

る。

図-6 は、波高減衰の推移を示している。ステップ通過後には急激な水深減少を受けて波高増加が顕著に生じるはずであるが、底泥層の存在による減衰効果により波高の急増は抑制され、微増した後に徐々に底泥層の影響が顕在化して、従来から指摘される指数減衰的な傾向（例えば、Yamamoto et al., 1983）が明瞭になる。

4. 結 語

本研究では、固液二相流型 MPS 法を用いて水面波と水層・底泥層界面波の相互干渉の数値解析を実施した。固相の運動を Newton 流体として扱ってはいるが、従来の二層流モデルとは異なる二相流モデルのフレームワークを示し、水面および水層・底泥層界面の複雑な形状変化に耐えうる計算法を提示した。従来のモデルでは、比較的静穏な波浪場に適用が限定されていたが、本モデルは砕波の存在化でも破綻せず、例えば図-7 に示するような水面における水塊分裂や底泥層の分離・浮遊を伴う条件でも解が得られる。

今後は、固相のモデルの改善を試み、非 Newton 流体の構成則に基づく固相モデルへと拡張を図るとともに、広範囲の波浪条件下で系統的な計算を繰り返し、人工的液状化地盤を利用した消波に関する既往の実験（高橋ら、

1994）などの有限長の砂層・底泥層と水面波の相互作用を対象とした水理実験の再現性に関しても検討したい。

なお、本研究の計算およびデータ整理には、京都大学大学院修士課程・安藤 怜君、織田晃治君の協力を得たことを記して、謝意を表する。

参 考 文 献

- 越塚誠一 (1997): 数値流体力学, インテリジェントエンジニアリングシリーズ, 培風館, p. 223.
- 後藤仁志, 酒井哲郎, 沖 和哉, 芝原知樹 (1998): 粒子法による巻き波型砕波を伴う斜面遡上過程の数値シミュレーション, 海岸工学論文集, 第 45 巻, pp. 181-185.
- 後藤仁志, 酒井哲郎, 目見田 哲, 沖 和哉, 林 稔 (1999): 粒子法による直立護岸前面の砕波・越波過程の数値解析, 海岸工学論文集, 第 46 巻, pp. 46-50.
- 後藤仁志, Jørgen Fredsøe (1999): Lagrange 型固液二相流モデルによる海洋投棄微細土砂の拡散過程の数値解析, 海岸工学論文集, 第 46 巻, pp. 986-990.
- 後藤仁志, 酒井哲郎, 林 稔 (2000): 大規模斜面崩壊による水面波の発生過程のグリッドレス解析, 海岸工学論文集, 第 47 巻, pp. 56-60.
- 五明美智男, 矢内英二, 小島 洋, 大槻 忠, 糸列長敏 (1985): 進行波存在下における底泥の挙動および波高減衰に関する実験的研究, 第 32 回海岸工学講演会論文集, pp. 263-267.
- 高橋重雄, 下迫健一郎, 山本 悟, 三浦裕信 (1994): 液状化した砂地盤の特性とそれによる消波に関する基礎実験, 海岸工学論文集, 第 41 巻, pp. 611-615.
- 近澤佳隆, 越塚誠一, 岡 芳明 (2000): 粒子法による構造物の解析手法の開発とその沿岸構造物への適用, 海岸工学論文集, 第 47 巻, pp. 41-45.
- 鶴谷広一, 中野 晋, 鷹濱 潤 (1986): 波と底泥の動的相互作用による波高減衰と底泥運動, 第 33 回海岸工学講演会論文集, pp. 317-321.
- Choi, Y. D. and Chung, M. K. (1983): Analysis of Turbulent Gas-Solid Suspension Flow in a Pipe, *J. Fluid Eng.*, ASME, Vol. 105, pp. 329-334.
- Dalrymple, A. R. and Liu, P. L. F. (1978): Waves over soft muds: a two-layer fluid model, *Jour. of Physical Oceanography*, Vol. 8, pp. 1121-1131.
- Koshizuka, S., Tamako, H. and Oka, Y. (1995): A particle method for incompressible viscous flow with fluid fragmentation, *Computational Fluid Dynamics J.*, Vol. 4, No. 1, pp. 29-46.
- Koshizuka, S. and Oka, Y. (1996): Moving-particle semi-implicit method for fragmentation of incompressible fluid, *Nuclear Science and Engineering*, Vol. 123, pp. 421-434.
- Koshizuka, S., Nobe, A. and Oka, Y. (1998): Numerical analysis of breaking waves using the moving particle semi-implicit method, *Int. J. Numer. Mech. Fluids*, Vol. 26, pp. 751-769.
- Owen, P. R. (1969): Pneumatic Transport, *J. Fluid Mech.*, Vol. 39, p. 407.
- Yamamoto, T., Takahashi, S. and Schuckman, B. (1983): Physical modeling of sea-seabed interactions, *Jour. of Engineering Mechanics*, Vol. 109, No. 1, ASCE, pp. 54-72.